第 39 卷　第 1 期
2021 年 3 月

天　文　学　进　展
PROGRESS IN ASTRONOMY

Vol. 39,　No. 1
Mar., 2021

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2021.01.02

I 型 X 射线暴多峰结构的研究进展

李　臣[1,2,3]，张国宝[1,2,3]，王建成[1,2,3]，陈玉鹏[4]，吕　铭[5]

(1. 中国科学院　云南天文台，昆明　650011；　2. 中国科学院大学，北京　100049；　3.中国科学院　天体结构与演化重点实验室，昆明　650011；　4.中国科学院　高能物理研究所，北京　100049；　5.湘潭大学　物理学院，湘潭　411105)

摘要： I 型 X 射线暴 (热核暴) 是发生在小质量 X 射线中子星双星系统中 X 射线波段流量突然大幅度增加的一种高能现象。在热核闪模型下，此现象被认为主要由中子星表面热核不稳定燃烧主要引起的。典型 X 射线暴的光变曲线呈现快速上升 (1 ~ 5 s)、e 指数下降 (10 ~ 100 s) 的单峰结构。随着 X 射线暴样本的增加，在观测上出现了一类多峰结构的热核暴。在现有的 115 个暴源中，至少 6 个暴源有此类多峰结构暴。通过研究多峰暴的观测性质，发现多峰暴只出现在极少数不同类型不同吸积状态的暴源中，其中大部分多峰暴的峰值流量小于爱丁顿极限，除少数多峰暴呈三峰结构以外，大部分多峰暴是双峰结构，并且双峰暴的两峰值相对强弱没有固定规律，暴频振荡在多峰暴当中的出现也无明显规律性。针对这些观测现象，总结了关于多峰暴的多个理论解释。

关　键　词： 小质量 X 射线双星；吸积中子星；X 射线暴；I 型 X 射线暴

中图分类号： P142.6　　　　**文献标识码：** A

1　引　言

I 型 X 射线暴 (type-I X-ray burst)，又名热核暴，是在 X 射线波段流量突然增强，持续时间短 (10 ~ 100 s) 的一种高能现象，其峰值流量可以达到暴前持续态辐射流量的 10 ~ 100 倍。这种爆发现象通常发生在小质量 X 射线双星系统 (low-mass X-ray binary, LMXB) 中[1, 2]。

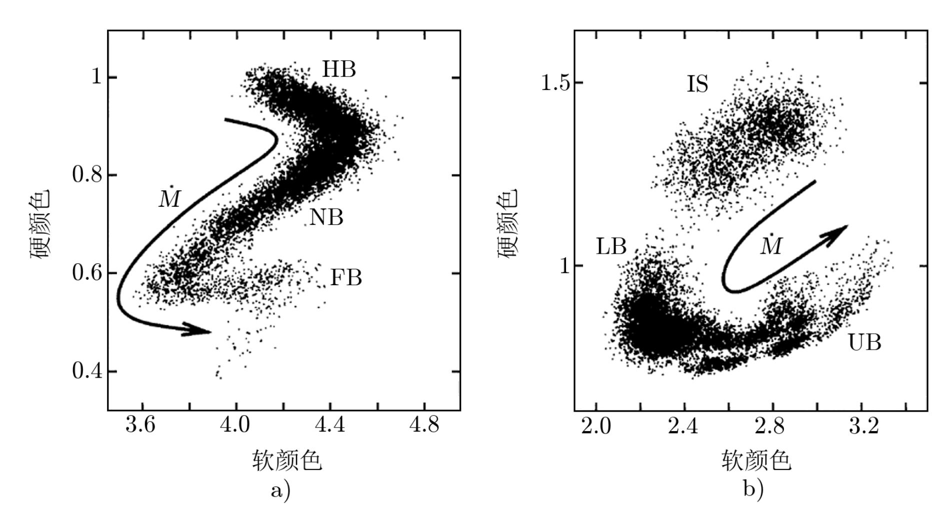
LMXB 是 X 射线双星系统的子类，一般是由致密星和质量小于 $M_\odot$ 的伴星组成[3]。LMXB 可以分为很多子类：根据致密星的不同分为黑洞双星 (black hole LMXB, BH-LMXB) 和中子星双星 (neutron star LMXB, NS-LMXB)；中子星小质量 X 射线双星系统，根据其在双色图中的不同轨迹及其时变性质，分为 Z 源和 Atoll 源[4]。如图 1 所示，Z 源在双

收稿日期： 2020-07-18；　**修回日期：** 2020-08-04

资助项目： 国家自然科学基金 (U1838116, Y7CZ181002, U1838201, U1938101)

通讯作者： 张国宝，zhangguobao@ynao.ac.cn

色图上显示类似“Z”字母型的轨迹，变化时标从小时到天量级不等，一般光度比较高。依次经历水平分支 (horizontal branch, HB)-正常分支 (normal branch, NB)-耀发分支 (flaring branch, FB)，对应的质量吸积率逐渐增大，光谱历经从低硬态到高软态的转变；Atoll 源在双色图上的演化轨迹为环状，变化时标从天到 10 天量级，光度较低[5]。Atoll 源从右上方到右下方，可分为孤岛态 (island state, IS) 和香蕉态两个大的分支，香蕉态又可以进一步分为低香蕉态 (lower banana state, LB) 和高香蕉态 (upper banana state, UB)，吸积率随着演化轨迹增加。对于大多数 NS-LMXB，其主星通常是具有弱磁场 ($10^8 \sim 10^{10}$G) 的中子星，主要通过吸积盘吸积伴星物质，即伴星形成的物质先充满洛希瓣，然后通过拉格朗日点进入中子星的吸积盘，直到最终到达中子星的表面。



注：a) Z 源，GX 340+0；b) Atoll 源，4U 1608-52。

图 1 Z 源和 Atoll 源在双色图上不同的轨迹[6]

Grindlay[7]在 1976 年，利用 Astronomische Nederlandse Satelliet (ANS) 卫星，在球状星团 NGC 6624 的 $3A\,1820-30$ 双星系统中发现了第一个 I 型 X 射线暴，并在其 X 射线光谱的衰减部分观测到明显的软化。随着观测数据的增加，X 射线暴的数量也在不断增加。Galloway 等人[8]联合多个卫星的数据，在 85 个暴源中检测分析了 7 083 个 I 型 X 射线暴。至 2020 年 7 月，暴源的数目已经增加到 115 个①，暴源数据和 I 型暴数据可在 Multi-Instrument Burst Archive (MINBAR)②数据库中查看。MINBAR 数据库拥有目前最全的 I 型暴样本，包括了 Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE), BeppoSAX 和 INTEGRAL 等多个卫星对 I 型暴的观测数据。其对每一个暴的光变曲线执行了统一的分析，提供了暴的上升时标、峰值强度、幂指数下降时标等光变信息，并提供了时间演化能谱的其他信息[8]，对 I 型暴的某些特定信息的统计研究很有帮助。

①https://burst.sci.monash.edu

②https://burst.sci.monash.edu/minbar/

在观测上，大部分热核暴的光变曲线呈现出快速上升、e 指数衰减的单峰结构 (fast rise and exponential decay, FRED)。根据持续时间的长短，X 射线暴可以分为三类[8]。第一类为持续时间 1 min 的“典型”I 型暴[7, 9]，其爆发间隔一般为小时量级；典型暴的暴前吸积率大概为 1% ∼ 30%[2]。第二类为“中等暴” (intermediate-duration)，持续时间一般为 0.5 h，并且伴有强烈的辐射压效应[10]；这些事件一般认为是来自纯 He 层的点燃，吸积率较低，比“典型”暴的爆发前的吸积率低 1 ∼ 2 个数量级[11, 12]。第三类“超暴” (superbursts)[13] 持续时间超过 1 h；目前认为，这些事件不是来自于 H 或者 He 的不稳定燃烧，而是来自于 C。另一类在观测上表现出时间短，且能谱比较硬的 X 射线暴，可能起源于吸积盘的不稳定性，称为 II 型 X 射线暴[9]。Bagnoli 等人[14] 指出，II 型暴的持续时间比 I 型暴的持续时间变化范围要广，短则小于 1 s，长则达 500 s 以上，主要分布在 20 s 以内。

一般认为，在 NS-LMXB 系统中，I 型 X 射线暴的燃料来自于伴星包层的 H, He 物质，通过吸积盘吸积在中子星表面累积，并形成几米厚的物质层。吸积物质不断被压缩，并被加热，当温度和密度足够高时，引发不稳定燃烧，快速消耗中子星表面所有可利用的燃料，形成观测到的热核暴[1, 2, 15]。I 型 X 射线暴被认为是热核起源的观测依据有两个：(1) 两次 I 型暴之间的持续态辐射时间积分流量与 I 型暴的时间积分流量的比值 (即 α 参数)为 40 ∼ 100，同引力势能与核聚变模型计算的效率之比基本一致；(2) 暴在衰减阶段黑体温度下降，通过对 I 型暴的时间演化能谱的拟合发现，黑体温度最初上升，在暴的峰值流量之后，黑体温度在暴流量衰减阶段趋近于幂律衰减，直至下降到暴前稳定态流量的水平。

热核 X 射线暴的光度最高可达爱丁顿光度，此时辐射压与引力压达到平衡。物质继续燃烧，当辐射压大于引力压，将物质向外吹，燃烧物质层的球壳半径会超过中子星半径，这一类很亮的热核 X 射线暴被称为光球半径扩展 (photospheric radius expansion, PRE) 暴。PRE 暴的光度为爱丁顿光度范围，其温度的平方与半径呈反相关关系。对于一定质量的天体，PRE 暴可作为测量距离的标准烛光。

对暴前能谱，一般用一个热成分去描述吸积盘和中子星热表面，用一个非热成分去描述高能冕区。在爆发过程中，X 射线时间演化能谱一般包括暴成分和非暴成分。I 型暴能谱演化分析的“标准”方法认为，在爆发过程中，非暴成分等同于暴前辐射能谱的大小和谱型。净暴能谱是指暴的能谱减去非暴成分 (暴前辐射) 之后，一般用色温度为 2 ∼ 3 keV 的黑体谱来描述[1]。已知源的距离，我们可以利用黑体模型估计爆发的全波段流量，进而可以计算峰值流量 $F_{\rm bb,max}$，以及暴总的通量 $E_{\rm b}$ (净暴流量的积分)。算得的流量和通量可以衍生定义暴的参数：暴前持续态平均流量与暴的时间积分流量的比值 $\alpha=\frac{F_{\rm pers}\times\Delta t}{E_{\rm b}}$，其中 Δt 是两个暴之间持续态辐射的时间段；暴的平均持续时间 $\tau = E_{\rm b}/F_{\rm bb,max}$。Worpel 等人[16, 17] 在对 RXTE 卫星的 I 型暴爆发过程总的能谱拟合中引入了 f_a 因子，即假定爆发过程中的非暴成分与暴前辐射有相同的能谱形状，但两者强度或有不同，并用 f_a 因子表征非暴成分在爆发过程中的强度变化。他们发现，f_a 方法拟合效果明显比标准方法好，并且在爆发过程中，f_a 普遍大于 1。他们认为爆发过程中增加的 f_a 可能是由中子星表面的质量吸积率增加所引起的。除此之外，其他研究也表明爆发过程中的暴成分能谱可能会被修正，即爆发过程中，非暴成分会发生变化[18–21]。这些改变或者影响可能来自于盘的反射[22]，或者由于坡印廷拖曳造成

的吸积流改变[23]，又或者是冕的冷却[24]。

暴频振荡现象在有些 I 型暴当中被探测到，可能来自吸积中子星表面辐射的高度不对称[25]。暴振荡频率与中子星自转频率紧密相关，是测量中子星自转频率的一种方法。振荡模型通常涉及热核火焰传播、核燃烧过程、中子星的快速旋转以及磁场的动力学过程等，其产生机制仍是谜团[25−27]。

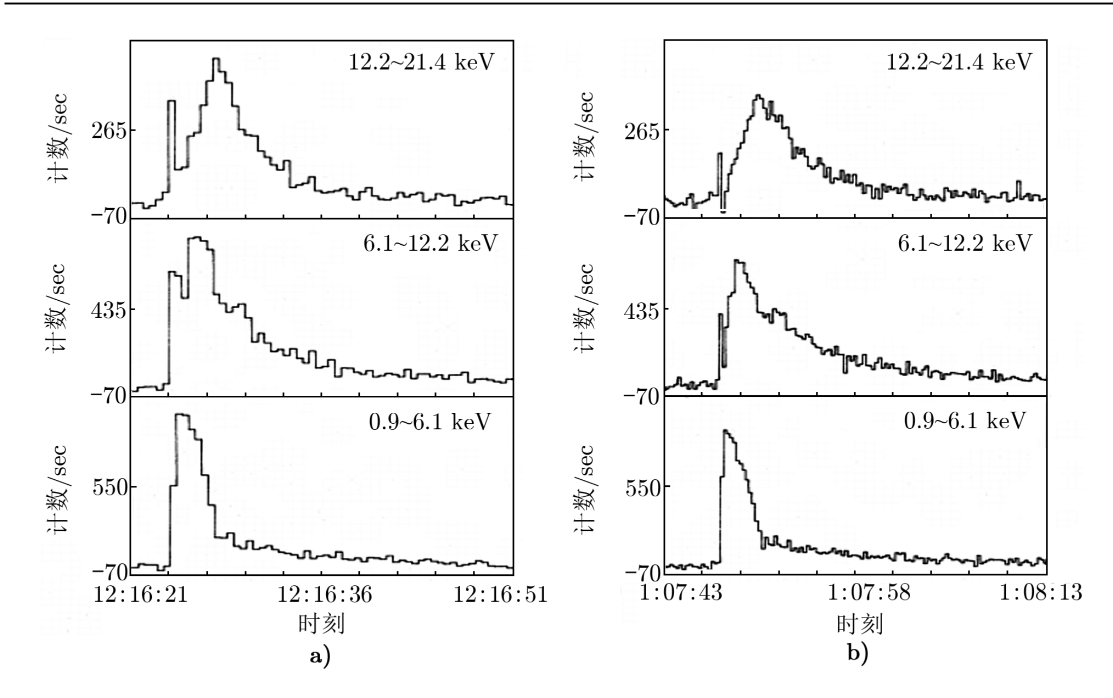
在大量的热核暴观测样本中，出现了一类在 X 射线波段显示多峰结构的热核暴。自从 Sztajno 等人[28]利用 EXOSAT 卫星在源 4U 1636−53 中观测到双峰暴以来，随着更多观测设备的投入使用以及更多暴源和 I 型暴的发现，双峰暴样本的数目也在增加，人们提出了更多的理论模型来解释 I 型暴中特有的双峰结构的现象。尤其是 2019 年，NICER 卫星在不同的源中都发现了一个非常亮的双峰结构暴，再一次引起了人们对双峰热核暴的关注。因此，现阶段有必要对双峰热核暴的发展进行梳理介绍。本文第 2 章主要介绍以双峰结构为主的多峰热核暴的共同特点以及在不同源中的观测现象；第 3 章在 I 型暴理论模型的基础上，着重梳理已有的多峰热核暴解释的理论模型；第 4 章主要讨论现有的观测结果对已有模型的限定以及对多峰暴研究的展望。

2 多峰 I 型 X 射线暴的观测

人们最初观测到的双峰 X 射线 I 型暴可能是受到观测仪器的能段限制产生的，并非来自爆发源的物理起源。Hoffman 等人[29]首次从 MXB 1743−29, MXB 1728−34, MXB 1850−08 这 3 个源中发现了一类双峰结构的热核暴。这些非常亮的 PRE 双峰暴仅在高能段 ($8\sim19$ keV) 存在明显的双峰结构，而在低能段/全能段的光变曲线中，双峰结构不明显甚至消失。Haberl 等人[30]利用 EXOSAT 卫星，在源 4U 1820−30 中也观测到这一类双峰仅出现在高能段的 I 型暴，见图 2。Paczynski[31]认为这种双峰结构只在高能 X 射线波段光变曲线中观测到，在全波段消失的 PRE 暴是由仪器引起的观测效应：当爆发开始，向外的辐射压增加，物质包层离开中子星向外运动，温度降低，辐射光子的能量下降到 X 射线波段以下，导致了光子计数的下降，形成了光变曲线上观测到的下凹；随着气体层受重力作用再一次收缩，温度升高，即形成了光变曲线的第二个峰值。

另一类双峰结构暴，在观测上 X 射线波段和全波段流量都可以观测到双峰结构[32]。这一类出现双峰结构的光变曲线可能反映了热核能量产生过程或者释放过程的真实变化[9]。目前为止，此类双峰暴已经在几个 NS-LMXB 系统中观测到，如 4U 1636−53, 4U 1608−52, XTE J1709−267, GX 17+2, MXB 1730−335, SAX J1808.4−3658。除了双峰结构热核暴，三峰结构热核暴在源 4U 1636−53 中也已被观测到[33, 34]。

对于不同源中的所有双峰暴样本，爆发的持续时间基本上是 1 min 量级。两个峰的强弱在双峰暴中没有明显的规律，有的是第 1 个峰强，有的第 2 个峰强，有的两峰值强弱相当。双峰暴演化能谱表明，黑体温度和半径随着流量变化也会出现明显的双峰结构。大部分双峰暴的峰值流量较低[32, 35]，但是也有部分达到爱丁顿光度的 PRE 暴[36, 37]。通过对其源双峰暴



注：a) 暴的观测时间为 1985-08-19；b) 暴的观测时间为 1985-08-20。

图 2　EXOSAT 卫星在源 4U 1820−30 中发现的 2 个“双峰”结构热核暴[30]

暴前光谱的分析发现，大部分双峰暴都发生在系统中吸积率较高的地方[34, 35, 37−40]。个别双峰结构暴在爆发过程中观测到了暴频振荡现象，其频率与所在的 LMXB 源中子星的自转频率有关。

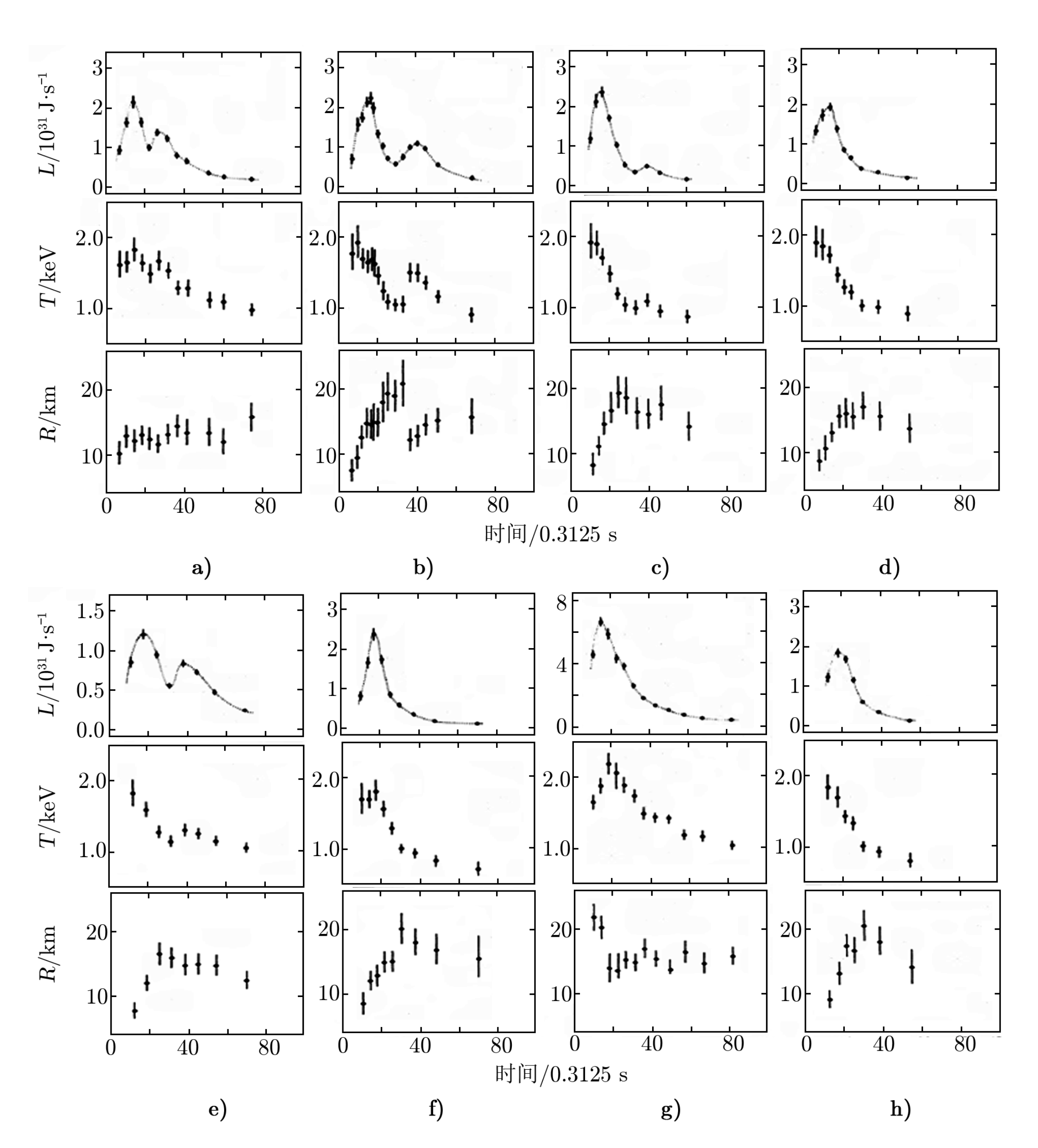
接下来我们详细介绍这类双峰结构 X 射线暴在不同源中差异性的观测现象。

2.1　多峰暴在不同源中的观测

2.1.1　源 4U 1636−53

NS-LMXB 4U 1636−53 是 X 射线暴爆发非常活跃的 Atoll 源[4]，其双星系统轨道周期为 3.8 h [41]，主星自旋频率为 581 Hz[42, 43]，伴星是 18 mag 的蓝星[1]。人们在源 4U 1636−53 观测到的多峰暴都是低光度非 PRE 暴。Sztajno 等人[28]利用 EXOSAT 卫星在源 4U 1636−53 观测到 4 个双峰结构热核暴，这是首次在 X 射线波段光变曲线和全波段流量演化中同时观测到双峰结构的 X 射线暴。如图 3 中的暴 a)、b)、c) 和 e)，其光变曲线[9]总是展现第 1 个峰值计数率高于第 2 个峰值计数率，两峰之间的时间间隔在 4 ∼ 7 s，第 2 个峰的上升时间段在 1.9 ∼ 3.5 s，与第 1 个峰的上升时间段 (2.0 ∼ 4.0 s) 相似。其中，每个多峰暴与其前一个暴之间的等待时间 (1.3 ∼ 2.3 h) 属于单峰暴再发生时间的中等范围。4 个双峰暴的峰值流量相对较低，未达到爱丁顿光度。通过能谱分析，他们发现爆发过程中黑体温度也有相似的双峰结构。Sztajno 等人[28]未对这 4 个多峰暴进行时变分析。

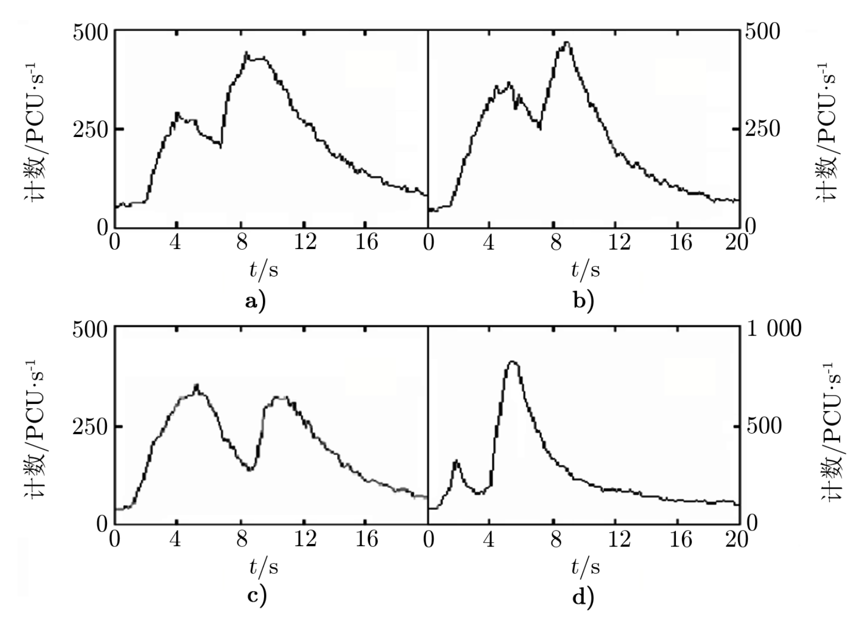
Galloway 等人[1]总结了该源的另外 4 个双峰热核暴 (如图 4) 的 XTE 观测，并发现两峰间隔时间 4 ∼ 5 s。不同于早期的观测，在这 4 个双峰暴中，有 3 个暴的第 2 个峰大于第 1 个



注：观测时间皆为 1984-03-08。其中，a) 的观测时刻为 11:01；b) 的观测时刻为 12:28；c) 的观测时刻为 14:36；e) 的观测时刻为 17:50。图从上到下依次代表光度、温度、半径随时间的演化。

图 3 EXOSAT 卫星在源 4U 1636−53 观测到的 8 个热核暴 (有 4 个双峰结构暴)[28]

峰。这 4 个暴都是光度较低的非 PRE 双峰暴。对于图 4 的暴 (d) 的时变分析中，在其第一个峰检测到 581 Hz 暴频振荡[44]。Watts 和 Maurer[32] 对图 4 这 4 个暴进行了暴的暴前能谱吸积率的统计分析，他们发现多峰暴并没有出现在源最高的吸积率处。相对于单峰暴，他们发现双峰暴更容易出现在吸积率较高的态；当两者都处于相似的吸积率时，单峰暴的暴通量相比于多峰暴的暴通量更低。



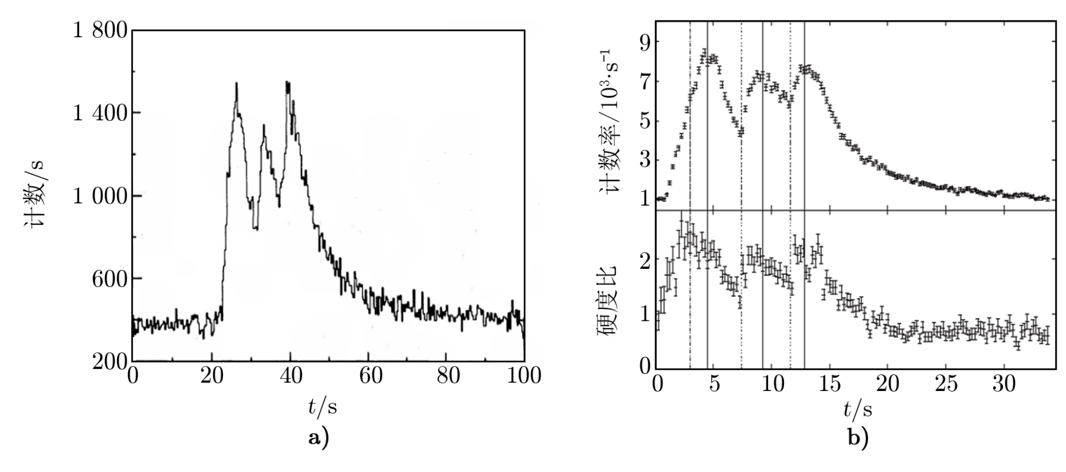
注：a) 的观测时间为 2001-09-05；b) 为 2001-10-03；c) 为 2002-01-08；d) 为 2002-02-28。

图 4　RXTE 卫星在源 4U 1636−53 中观测到的另外 4 个双峰暴的光变曲线 (2 ~ 25 keV)[32]

Zhang 等人[38] 在 2011 年报道了在 RXTE 卫星观测下，源 4U 1636−53 的 12 个双峰暴，并发现这些双峰暴暴前源出现在双色图中高吸积率处的位置，而单峰暴遍历整个双色图。

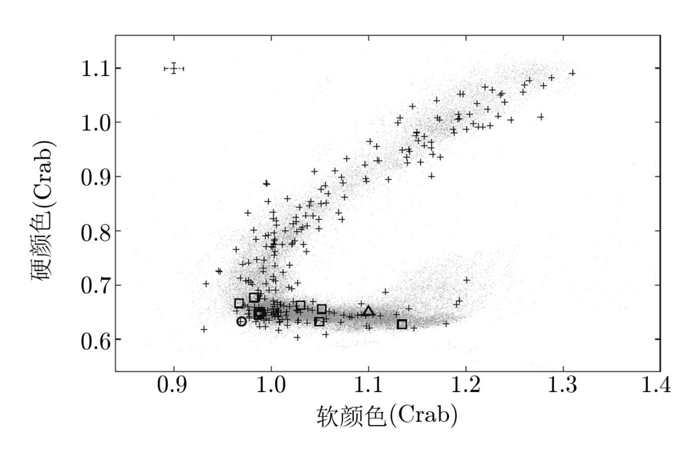
除了双峰暴，在这颗源中还观测到更为罕见的三峰暴。van Paradijs 等人[33] 利用 EXOSAT 卫星在源 4U 1636−53 首次观测到三峰结构的热核暴，如图 5a) 所示。在 10% 的精确度下，3 个峰上升阶段的速率一样，第 1、2 峰的峰值间隔和第 2、3 峰的峰值间隔都约为 4 s。通过对时间演化能谱的分析，在三峰暴的爆发过程中，半径没有很明显的变化，进而推断此三峰暴不是由于中子星表面光球层的膨胀引起的。并且此三峰暴在 X 射线波段的光变曲线、全波段流量和温度随时间的演化中都展现出三峰结构。Zhang 等人[34] 利用 RXTE 卫星在源 4U 1636−53 又观测到一个三峰暴，如图 5b) 所示。此三峰暴的三峰结构同样出现在 X 射线波段的光变曲线、全波段光度和温度随时间的演化中。Zhang 等人[34] 通过时变分析发现在爆发期间没有明显的暴频振荡现象。对比报道出来的 2 个三峰暴，我们发现：(1) 图 5a) 的三峰暴的第一个峰和最后一个峰的间隔时间 (约 17 s) 约是图 5b) 三峰暴的 2 倍；(2) 在双色图上吸积率随着演化轨迹从右上角到右下角逐渐增加。所以，van Paradijs 等人[33] 观测到的三峰暴图 (图 6 中的三角形) 比 Zhang 等人[34] 观测到的三峰暴 (图 6 中的空

心圆) 出现在更高的吸积率处。目前，源 4U 1636−53 在 RXTE 卫星的观测下拥有最大样本的多峰结构热核暴。



注：a) EXOSAT 卫星在 1985-08-09 观测到[33]；b) RXTE 卫星在 2006-12-11 观测到[34]。

图 5 EXOSAT 卫星和 RXTE 卫星在源 4U 1636−53 中各自观测到的三峰暴



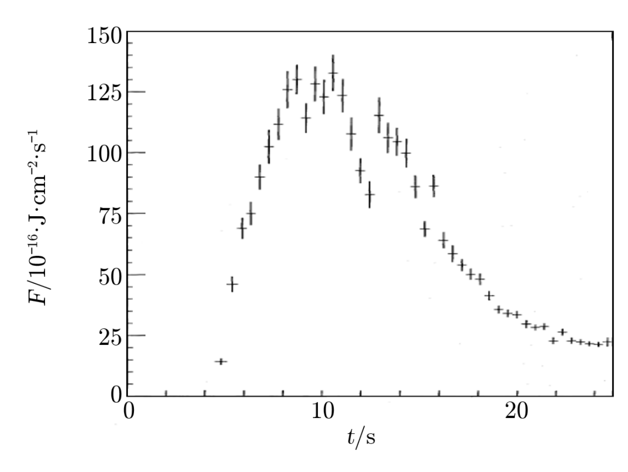
注：在双色图上随着轨迹从右上角到右下角演化，对应的吸积率逐渐增加。

图 6 源 4U 1636−53 的多峰热核暴在双色图中的位置[34]

2.1.2 源 4U 1608−52

暴源 4U 1608−52 是 LMXB 中的暂现源，也是 Atoll 源[45, 46]，其双星轨道周期为 0.537 d，伴星为富含 H, He 的晚 F 或者早 G 型星 QX Nor[47, 48]。在源 4U 1608−52 观测到的都是很亮的 PRE 双峰暴。Penninx 等人[49] 利用 EXOSAT 卫星在源 4U 1608−52 的观测中确认了一个持续时间约 20 s 的双峰暴。此暴在 1.4 ∼ 3.4 keV, 3.4 ∼ 11.0 keV, 11.0 ∼ 20.0 keV 三个能段的光变曲线都出现了双峰结构。经过光谱拟合，峰值流量达到爱丁顿流量，且在峰值流量附近也发现了 25% 的下凹，如图 7 所示，第 1 个峰值高于第 2 个峰。Poutanen 等

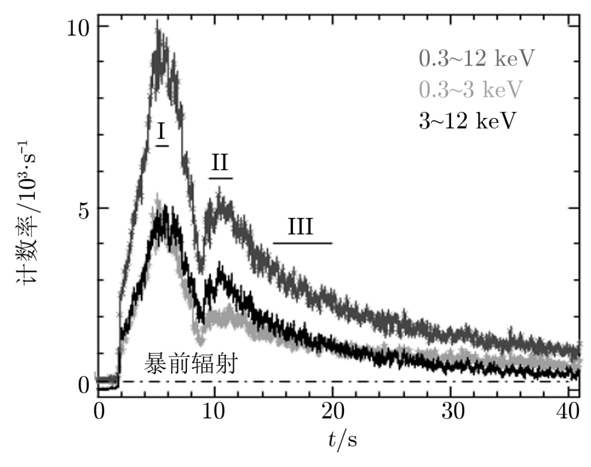
人[39]利用 XTE 卫星数据在 21 个 PRE 暴的样本中观测到 2 个双峰 X 射线暴。这两个双峰暴的暴通量分别是 $(3.28 \pm 0.01) \times 10^{-13}\,\mathrm{J \cdot cm^{-2}}$ 和 $(3.28 \pm 0.01) \times 10^{-13}\mathrm{J \cdot cm^{-2}}$，略高于同一样本中其他所有 PRE 暴的通量。



注：观测时间为 1986-03-12。

图 7　EXOSAT 卫星在源 4U 1608−52 中观测到的下凹约 25% 的双峰暴[49]

Jaisawal 等人[37] 2019 年利用 NICER 卫星在源 4U 1608−52 也观测到 PRE 的双峰暴(见图 8)，这是首次在 1.5 keV 以下观测到爱丁顿极限热核暴的双峰结构。在 NICER 卫星 0.3 ~ 12 keV 的光变曲线中，第 1 个峰的上升时标约 3.5 s，第 1 个峰之后，5 s 出现了第 2 个峰值。在暴前光谱中，没有检测到 Fe 线特征。



注：观测时间为 2017-09-28。

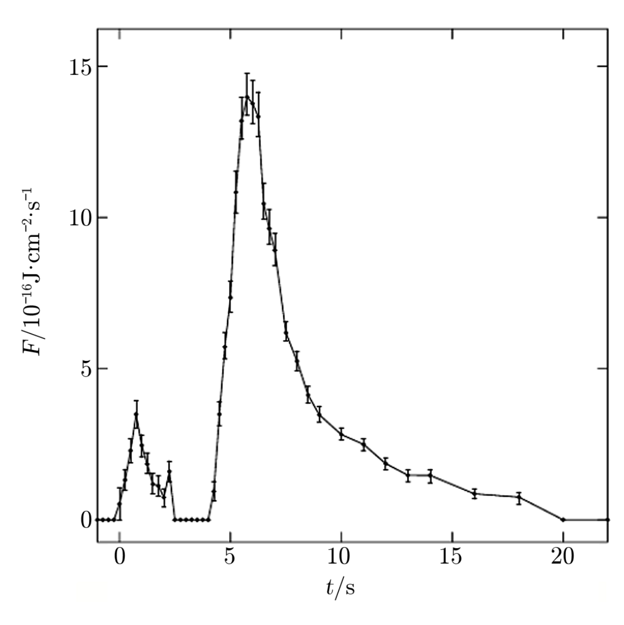
图 8　NICER 卫星在源 4U 1608−52 观测到的双峰 PRE 暴[37]

考虑仪器影响之后，Poutanen 等人[39]和 Jaisawal 等人[37]发现的 PRE 暴仍然在流量、温度和半径都表现出双峰结构。不同的是，Poutanen 等人[39]发现的两个双峰暴爆发前，

源处于低硬态；而 Jaisawal 等人[37]发现的双峰暴源位于软态。通过时变分析，Jaisawal 等人[37]没有发现其双峰 X 射线暴峰值附近存在暴频振荡。

2.1.3 源 XTE J1709−267

中子星软 X 射线源 XTE J1709−267 是间歇性的暂现源，其 X 射线爆发周期为 2 ∼ 3 a[50, 51]。Jonker 等人[52]利用 RXTE 卫星在源 XTE J1709−267 中观测到一个 I 型 X 射线暴，其 X 射线暴流量时间演化由一个“前兆”和“主暴”组成 (见图 9)，其光变曲线形态类似于图 4d)，第 2 个峰非常强。通过光谱分析，温度和半径都有双峰结构出现，发现此暴中的前兆与光球扩展没有关系，并且此暴本身也不是 PRE 暴。其全波段的峰值流量是 $(1.40 \pm 0.06) \times 10^{-15}$ J · cm^{-2} · s^{-1}。他们在时变分析中，没有发现暴频振荡。



注：观测时间为 2002-01-30，光变曲线形态类似于图 4d) 暴。

图 9 RXTE 卫星在源 XTE J1709−267 中观测到由前兆和主暴组成的热核暴[52]

2.1.4 源 GX 17+2

GX 17+2 是 Z 源中为数不多的出现热核暴的暴源[4]。Kuulkers 等人[40]利用 RXTE 卫星的数据，在源 GX 17+2 中的 3 个短暴中发现了一个持续时间为约 10 s 的双峰暴。此双峰暴比其他短暴弱，峰值强度约是其他暴的一半，且处在 Z 源双色图的低正常分支 (low normal branch, LNB) 处。通过对此双峰暴的光谱及暴前光谱的拟合，暴的全波段黑体谱净峰值流量是 $(0.79 \pm 0.05) \times 10^{-15}$ J · cm^{-2} · s^{-1}，暴的通量为 $(5.54 \pm 0.09) \times 10^{-15}$ J · cm^{-2}，暴的平均持续时间 $\tau = (7.0 \pm 0.5)$ s。他们在爆发过程中没有发现暴频振荡现象。

2.1.5 源 MXB 1730−335

MXB 1730−335 是位于球状星团 Liller 1[53]的 Atoll 源[35]，在活动期间既可以出现 II 型暴又可以出现 I 型暴[14]。Bagnoli 等人[35]通过 RXTE 卫星的观测数据，发现了 6 个双峰结构

的非 PRE 热核暴。这 6 个暴的双峰结构只出现在暴的衰减阶段，第 1 个峰普遍强于第 2 个峰。其 X 射线光变曲线中，双峰之间的下凹持续时间相对较长，一般在 25 ~ 72 s 之间。图 10 a), b) 中暴的下凹约有 10 s 的时间段是处于暴前辐射流量水平之下，此时非暴成分光谱形状不同于暴前光谱，吸收柱密度增加了 4 倍。在暴结束之后，非暴成分恢复暴前光谱形状。图 10 中的 6 个暴位于双色图中源从高软态到低硬态的暂现态，似乎这类双峰 X 射线暴被限制在特定范围的吸积率中。这些暴的通量范围是 $(1.72 \sim 28.80) \times 10^{-15}$J · cm^{-2}，明显高于其他观测到的单峰 I 型 X 射线暴。通过时变分析，他们在暴的衰减阶段检测到 0.25 Hz 的低频准周期振荡 (QPO)。

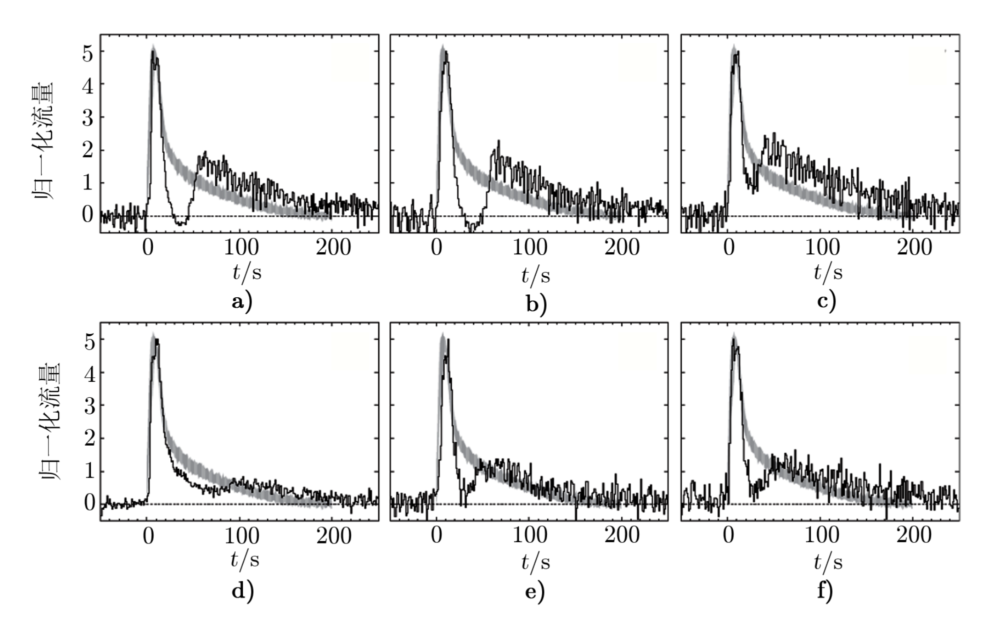
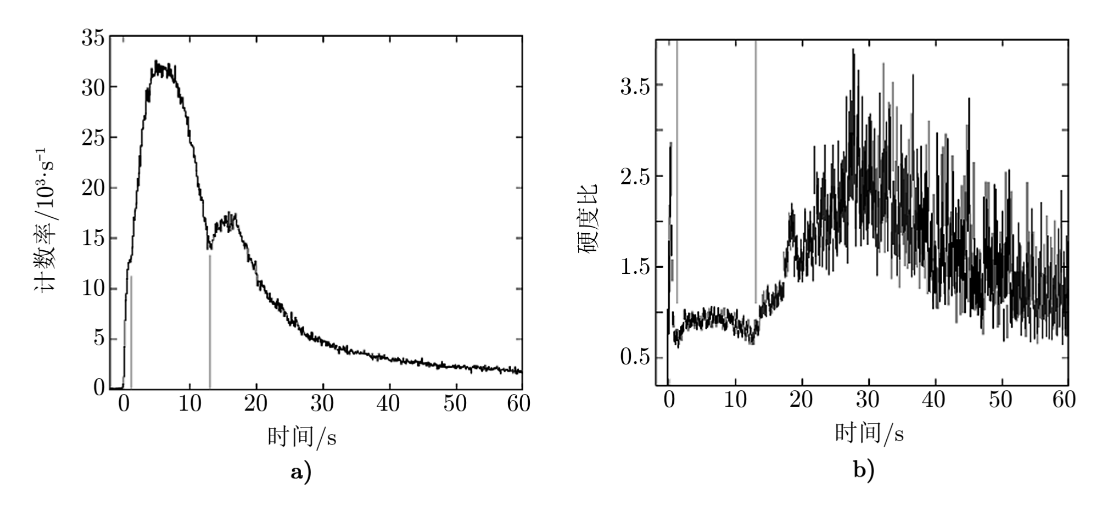


图 10　RXTE 卫星在源 MXB 1730−335 中观测到的 6 个双峰结构热核暴[35]

2.1.6　源 SAX J1808.4−3658

源 SAX J1808.4−3658 是被 BeppoSAX 卫星发现的第一个吸积毫秒脉冲星[54]，其中子星自旋 (或持续态毫秒脉冲) 为 401 Hz[55, 56]，双星轨道周期为 2.1 h[57]。SAX J1808.4−3658 是一颗 Atoll 源，其 I 型暴基本上是高光度的 PRE 暴[1]。

Bult 等人[36]利用 NICER[58]卫星对源 SAX J1808.4−3658 的观测数据，发现了一个非常亮的 PRE 暴 (因 He 不稳定燃烧引起，见图 11)。此暴的光变曲线结构除在计数率上表现出第 1 个峰值高，第 2 个峰值低的特征；还在第一个峰值的上升期有明显的“停顿”部分。通过对暴的光谱分析，发现此暴在全波段流量中也显示了较弱的双峰结构，且最大的全波段峰值流量是 $(2.3 \pm 0.1) \times 10^{-14}$ J · s^{-1} · cm^{-2}，是目前利用 NICER 卫星观测到的最亮的 X 射线暴。尽管此暴是 PRE 暴，但是不能作为解释此暴双峰结构的起源。光变曲线中的“停顿”和下凹分别与温度曲线的第 1 个峰和第 2 个峰出现时刻相对应。“停顿”部分和下凹部分有相同的全波段流量 $(1.43 \pm 0.09) \times 10^{-14}$ J · s^{-1} · cm^{-2}。他们发现这个流量与峰值流量



注：观测时间为 2019-08-21。

图 11 NICER 卫星在源 SAX J1808.4−3658 中观测到的 PRE 双峰暴[36]

的比值正好是相同中子星质量下表面大气为 H 和 He 的爱丁顿流量之比。通过时变分析，在暴的冷却部分检测到明显的 401 Hz 暴频振荡。

2.2 多峰热核暴观测总结

我们总结了不同暴源中双峰结构热核暴的部分观测性质。统计结果显示，相对于目前观测到的 X 射线暴源 (115 个)，仅有少数暴源 (6 个) 被报道已观测到这一类罕见的双峰暴。从表 1 中可以看出，双峰结构暴出现在不同源的类型中，并没有局限于特定类型的源。表 1 从光变曲线或者流量时间演化 (包括峰值间隔、持续时间)、双峰暴暴前源所处的状态、暴频振荡等性质归纳不同源的双峰暴的观测现象。

我们发现双峰暴样本中的光变曲线各不相同，两峰值强弱基本没有规律，有的第 1 个峰值强，有的第 2 个峰值强，有的两峰值相当，表现出了双峰暴样本中复杂的光变结构。其中源 4U 1636−53 中双峰暴的光变曲线最丰富，且拥有最大的非 PRE 双峰暴样本。除源 MXB 1730−335 之外，其余源中的双峰暴的光变曲线持续时间都小于 1 min，且峰值时间间隔为 10 s。源 MXB 1730−335 中的 6 个双峰暴的光变曲线较为规律，其第 2 个峰都处于暴的衰减阶段。6 个双峰暴持续时间长 (约 200 s)，峰值间隔 (25 ~ 72 s) 也是其他源的 2 ~ 7 倍。

双峰暴大部分峰值流量较低，也有双峰 PRE 暴，所以峰值流量高低不是限制双峰结构出现的因素。所有源的绝大部分暴其双峰结构同时出现在流量、温度和半径的时间演化中。源 4U 1636−53 目前观测到的双峰暴样本都是非 PRE 双峰结构。源 4U 1608−52 中 PRE 暴的爆发比较活跃，其双峰结构的热核暴都是 PRE 暴。源 MXB 1730−335 中的双峰热核暴都是非 PRE 暴。

双峰暴出现在 Atoll 源、Z 源、暂现源中。在 Atoll 源中，源 4U 1636−53 和源 MXB 1730−335 中的双峰暴样本基本出现在吸积率较高的位置[35, 38]；而源 4U 1608−52 中的双峰暴前源的状态不固定，既有软态 (较高吸积率)，又有低硬态 (较低吸积率)。Z 源 GX 17+2

表 1　双峰 X 射线暴的观测总结

源	类型	距离 /kpc	卫星	暴个数	双色图	PRE	$\delta_{1,2}$(s) /s	Δ(s) /s	n_{osi}	文献
4U 1636−53	A	5.95 ± 0.12	E	4	–	n	$4\sim7$	$\lesssim 60$	–	[28]
			R	12	转换态	n	$4\sim5$	≈ 20	1a	[1, 38]
4U 1608−52	TA	3.2 ± 0.3	E	1	–	y	≈ 3	≈ 20	–	[49]
			R	2	低硬态	y	$3\sim5$	$20\sim30$	–	[39]
			N	1	软态	y	≈ 5	≈ 30	0	[37]
XTE J1709−267	T	10 ± 1	R	1	–	n	≈ 5	≈ 20	0	[52]
GX 17+2	Z	9.8 ± 0.4	R	1	低正常分支	n	≈ 5	≈ 10	0	[40]
MXB 1730−335	A	$8.8^{+3.3}_{-2.4}$	R	6	转换态	n	$25\sim72$	<200	0	[35]
SAX J1808.4−3658	A	2.77 ± 0.11	N	1	–	y	≈ 13	<50	1b	[36]

注：A=Atoll 源，Z=Z 源，T=暂现源[1, 3]；除源 MXB 1730−335 的距离来自 Kuulkers 等人[59] 的工作，其他源的距离都是来自 Galloway 等人[1] 的总结工作。E=EXOSAT 卫星，R=RXTE 卫星，N=NICER 卫星；y 代表是 PRE 暴；反之用 n 表示；$\delta_{1,2}$ 代表双峰暴中两峰值之间的时间间隔；Δ 是双峰暴的持续时间。n_{osi} 即已有的双峰暴中检测到振荡的暴的个数；a 代表暴频振荡在第 1 个峰被观测到，b 代表暴频振荡在第 2 个峰被观测到。

双峰暴的前源处于低正常分支 (中等吸积率)。

不是所有的双峰暴都观测到了振荡现象，有的工作没有对其双峰暴进行时变分析。在观测到暴频振荡现象的双峰暴中，暴频振荡出现的位置也不同，有的出现在双峰暴的第 1 个峰[60]，有的出现在第 2 个峰 (双峰暴的衰减阶段)[36]。

在现有比较大的非 PRE 双峰热核暴样本中，MXB 1730−335 观测到的 6 个多峰暴比较特殊，其光变曲线下凹的时间段更长，并且第 2 个峰 (暴的衰减阶段) 被检测到低频准周期振荡。此源中的双峰 I 型暴可能是暴衰减阶段中子星表面的短暂遮挡，而不是核物理过程引起的。

3　多峰 I 型 X 射线暴的理论与模拟

I 型 X 射线暴现有最成功的理论模型是热核闪模型，即中子星表面吸积物质的热核不稳定燃烧。在热核闪模型下，I 型暴的观测特性与燃烧物质成分、前一个暴燃烧物质的剩余、燃烧区域、热核燃烧过程以及吸积率都有密切联系。所以，I 型暴可以用来研究中子星表面的吸积物质成分和密度、温度、吸积率及中子星内部的热状态，进而对研究中子星表面的辐射特征和系统的吸积环境有重要意义。

吸积物质层的稳定燃烧和不稳定燃烧取决于核能产生率和冷却率是否达到平衡，而两者依赖于物质层的温度和柱密度。对几个重要的热核过程，在一定柱密度下，热核产生率随着温度迅速增长，因此，来自核燃烧的加热进一步提高了燃烧率。当燃烧率快速增加到一个点，在 1 s 内局部消耗了大多数燃料，最终会导致热核不稳定燃烧。假定密度为 $10^5\ \mathrm{g\cdot cm^{-3}}$，当温度 $\geq 0.7\times10^8$ K 时，H 聚变 (CNO 循环) 的核能产生率基本不随温度变

化；而当温度 $\geqslant 3\times10^8$ K 时，He 聚变 (3α 过程) 的核能产生率也基本已经不随温度变化。所以，对于 CNO 过程和 3α 过程，热核产生率在较低的温度范围内随着温度的增加而迅速增长；在更高温度，热核产生率随着温度的增加而变平缓且稳定燃烧。而 C 的核能产生率一直随着温度变化较快，所以其不稳定燃烧可以发生在更高的温度。同时考虑物质层的柱密度和温度，可以勾勒出以上三个核过程的稳定和不稳定燃烧的状态[2, 61]。

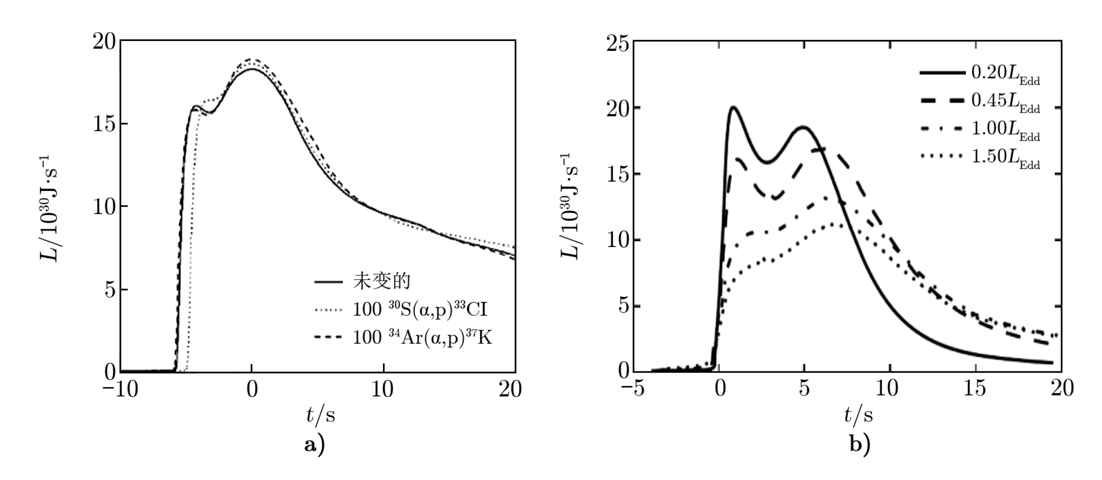
物质层的温度和柱密度的增加大部分是由于吸积物质的压缩造成的，所以压缩加热正比于物质的吸积率。对于中子星表面吸积的 H, He 物质，热核燃烧的稳定性很大程度上取决于吸积率 $\dot{M}$[62]。所以通过 H, He 物质的燃烧以及点燃状态的变化可预测出一定范围的燃烧环境，有些已被观测证实。Galloway 和 Keek[2]将近年来模型预测的不同燃烧环境的典型物理图像进行了总结。

标准热核闪模型可以复制出 I 型 X 射线暴观测中的基本特征：如短的上升时标 (约 1 s)、再发生时标 (约 1 h 量级)、暴的能量 (约 $10^{32}\sim10^{33}$ J)、两次 I 型暴之间的持续态辐射时间积分流量与 I 型暴的时间积分流量的比值 ($40\sim100$)、暴衰减部分的光谱软化等。标准热核闪模型考虑能量的连续释放，预测出的暴光变曲线是单峰结构的 FRED 形状。多峰结构 I 型暴的观测现象不能被标准的热核闪模型，以及 PRE 暴的仪器观测影响所解释。多峰结构 I 型暴的理论模型一般考虑热核反应能量的分步释放[63–65]，或者吸积过程中导致物质的分步燃烧，或者与不同的点燃纬度[60, 66] 有关等。多峰结构 I 型暴能够提供更多的观测信息，对研究中子星表面吸积物质的点燃方式、物质成分等有重要意义。

3.1 热核反应过程中的“停顿”

Fisker 等人[63]认为双峰结构是由 He 闪层和上层物质燃烧的快质子过程 (简称 rp 过程) 的“停顿”引起的。对于双峰结构暴，在给定吸积率下，底部累积的 He 物质在 10 s 内完全燃烧，并形成了一个足够大的温度梯度，使热量可以通过高效的对流转移到表面，引起了第一个峰 (观测上，这个结果的表面光度上升时间小于 1 s)。He 燃烧区域向外辐射和对流，以至于 H 没有足够的时间转变成 He，其点燃和燃烧经过 rp 过程。rp 过程是仅受温度影响的。若反应速率被同位素阻止引起“停顿”，则核能释放率下降并引起表面光度的下凹。在“停顿”之后，当核能释放率再一次上升，则表面光度再一次上升，形成第 2 个峰。简而言之，他们认为暴的第 1 个峰来自 He 物质燃烧，第 2 个峰是由于核能释放率的再一次上升引起的，模拟结果如图 12 a)。

José 等人[65]在随后的模拟工作中，发现少部分出现的双峰暴与暴物质成分的变化有关。Lampe 等人[64]利用 KEPLER 模型[67]模拟了 Fisker 等人[63]提出的双峰暴的热核起源模型。他们发现，双峰暴在高金属丰度和低吸积率中更容易出现 (如图 12b))，并且随着吸积率的增加，第 1 个峰逐渐被压制，第 2 个峰相对变大。当提高金属丰度至太阳金属丰度时，第 1 个峰的峰值随着吸积率的增加变得越来越不明显，整个流量变化更像是暴的连续增长。Lampe 等人[64]的工作表明，双峰结构暴可以是热核本身起源，但是却要求更高的金属丰度，并且 He 峰的数量级很大程度上依赖吸积率。尽管此模型可以从物理上模拟双峰结构 (如图 12b))，但是很难复现出一些双峰暴观测到的比较深且持续时间较长的下凹[66]。



注：a) 是 Fisker 等人[63] 模拟结果；b) 是 Lampe[64] 等人模拟结果。

图 12　双峰暴的热核起源模型的模拟结果

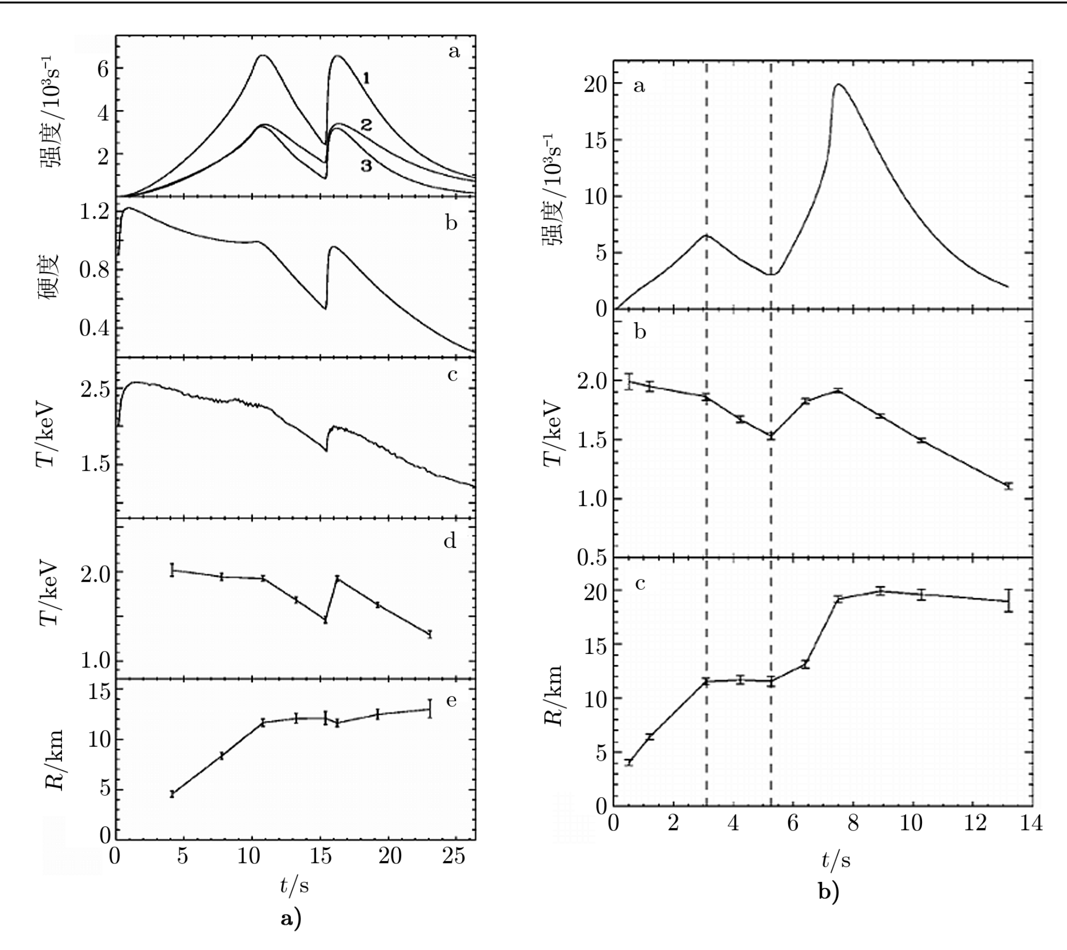
3.2　高纬度点燃模型/几何效应

Bhattacharyya 和 Strohmayer[66] 基于热核传播[68, 69] 的研究，提出了高纬度点燃模型。他们认为：吸积物质的燃料分布在整个中子星表面，当暴在一个确定的地点被点燃，之后在中子星表面传播逐步点燃所有的燃料。燃料在高纬度点燃后，形成一个纬度对称的燃烧环带。燃烧带在向赤道方向传播的过程中，由于受到从赤道向两极运动的吸积物质的阻碍，在低纬度会出现停滞；这引起第 1 个峰之后的下凹。越过赤道之后，燃烧带再一次加速朝着相反的极点处运动，形成了第 2 个峰。在极点处点燃，会快速形成纬度对称的燃烧球冠，中子星的自转不会在暴的第 1 个峰造成暴频振荡。而在非极点处的高纬度点燃，则在形成燃烧环带的过程中，会在第 1 个峰的上升阶段观测到暴频振荡。

Bhattacharyya 和 Strohmayer[44, 66] 提出的热核传播高纬度点燃模型定量地解释了图 4c), d) 的光变曲线的基本特征，复制了这两个双峰暴的光谱演化 (如图 13)，并且解释了暴图 4c) 振荡的缺失和图 4d) 第 1 个峰观测到的暴频振荡。热核传播高纬度点燃模型在解释三峰暴时，燃烧带在完全燃烧完中子星表面的所有物质之前，必须停滞两次，三峰暴要求更复杂的停滞机制[34]。

3.3　吸积-燃烧层热交换不稳定性模型

Regev 和 Livio[70] 提出“吸积-燃烧层热交换不稳定性模型”解释热核暴中的双峰结构。他们假定在中子星表面有两个区域，一个是非常薄的位于吸积物质底部的燃烧层 (简称 zone1)，另一区域位于燃烧层上面没有热核反应产生的吸积层 (简称 zone2)。随着燃烧发生，zone1 温度快速升高，因热量转移太慢而不能将能量从燃烧层完全释放，一部分能量加热 zone2 使其温度升高。随着 zone1 温度开始下降，两区域之间的温度梯度下降，在特定条件下，燃烧层向吸积层的热量转移率低于其产生率，因此产生了第 2 个峰。即第 2 个峰是由于吸积层与燃烧层的热交换不稳定性引起的。此模型能模拟出持续时间几十秒，第 1 个峰急剧上升及下凹比较浅的双峰暴。由于只有两个 zones 在物理上过于简单，在后续的工作中，



注：a) 为图 4 中暴 c) 的光谱演化的模拟结果；b) 为图 4 中暴 d) 的光谱演化的模拟结果。

图 13 高纬度点燃模型[66]对图 4 中暴的光谱演化的模拟结果

Fisker 等人[63]将 zones 数量增加来重复以上计算。他们发现当 zones 增加到约 25 个时，以上效应就消失了。

3.4 剪切不稳定性模型

Fujimoto 等人[71]提出物质层的剪切不稳定性导致能量分步释放的模型。他们认为，携带角动量的物质从吸积盘流入中子星表面的过程中，与燃烧层物质存在着较差自转；热核燃烧驱动热核闪对流，促使角动量重新分布。所以中子星表面吸积物质层的较差自转和热核闪驱动的物质对流之间的相互作用导致了剪切不稳定性。剪切不稳定性的产生将上层未燃烧的燃料与燃烧层混合，导致物质层重新点燃引发多峰 X 射线暴。他们认为此模型适用于源 4U 1636−53 中观测到的低峰值流量的双峰[28]和三峰[33]结构的热核暴。

Bhattacharyya 和 Strohmayer[66]指出，以上模型不能复制出观测到的双峰结构暴，并且对于剪切不稳定性的条件，即将大量未燃烧的物质维持在燃烧火焰上方，并使热燃料和冷

燃料两区域不发生混合是很困难的。

3.5　吸积盘冕散射模型

Melia[72], Melia 和 Zylstra[73] 提出了一个模型：多峰结构的 I 型暴可能是爆发过程中吸积盘/冕的形状发生变化引起的。吸积物质发生热核不稳定燃烧，爆发开始，光子增加使得冕区光深变厚，或者使得吸积盘温度升高，表面部分物质蒸发，导致光子经过冕区被吸收或散射，从而使观测到的光子计数率下降，形成光变曲线上的下凹。当爆发衰减，冕区光深变小，散射能力下降，光子数增加，形成观测到的第 2 个峰。他们的模型在一定倾角范围内 ($40^\circ \leqslant i \leqslant 65^\circ$) 才能观测到双峰暴。

吸积盘冕散射模型可以解释一些观测现象，但仍存在一定的缺陷。例如：(1) 为什么盘冕形状的变化只是出现在部分爆发过程中，同一源中绝大部分的单峰 I 型暴为什么没有受到同样的影响？(2) 观测到双峰结构暴的 X 射线源并没有受到观测倾角的影响。(3) 这个模型很难解释双峰暴中第 1 个峰比较弱的观测现象。

3.6　爱丁顿极限模型

Bult 等人[36] 利用 NICER 卫星观测到的 PRE 双峰暴中，其光变曲线上升阶段有一个停顿，暴第 2 个峰的衰减阶段检测到暴频振荡。他们发现，停顿部分、两峰之间的下凹和暴振荡开始处，这三个地方的光度对应着 H 物质的爱丁顿光度，因此他们提出爱丁顿极限模型来解释双峰暴中出现的下凹。暴在底部的 He 物质层点燃，由于辐射压向外膨胀，点燃 H 并达到了 H 物质的爱丁顿极限光度。燃烧物质持续向外扩张，继续燃烧 He 到达 He 的爱丁顿极限，并经历 PRE 暴的收缩过程，返回到中子星表面，再一次达到 H 爱丁顿极限，对应光变曲线上观测到的下凹。所以，他们认为下凹与H 物质层达到爱丁顿极限是相关的。进一步，亮暴中的双峰结构，可能与一个爆发中同时出现 H, He 物质的爱丁顿极限有关。但是他们并未给出第 2 个峰及其出现暴频振荡的解释。

4　总结与展望

目前为止，我们首次对现有报道的多峰暴观测性质及提出的理论模型进行了总结。我们发现，在双峰暴样本中，其光变结构复杂，两峰值强弱不定，且两峰之间的下凹较深并持续时间较长；部分双峰暴存在暴频振荡；现有的三峰暴有更复杂的光变结构。

现有的理论模型仅能解释一部分观测现象。热核反应“停顿”模型[63] 可以从核物理起源解释I型暴的双峰结构，但是距离观测现象还有一定的差距：不能解释两峰之间较深的下凹及其较长的持续时间等。高纬度点燃模型[60, 66] 复制出了观测到的两个双峰暴的光变和光谱演化，解释了第 1 个低峰值检测到的暴频振荡，但是造成下凹的停滞机制仍不清楚；三峰暴光变出现的两个下凹要求高纬度点燃模型更复杂的停滞机制。吸积盘冕散射模型[72, 73] 很难解释第 1 个峰值低的多峰暴。爱丁顿极限模型[36] 解释了双峰 PRE 暴中的下凹与 H 的爱丁顿极限有关，对于暴中第 2 个峰的出现及其观测到的暴频振荡未给出具体原因。进一步，现有的理论模型很难解释在同一个源中，相对于单峰暴，双峰暴为什么如此罕见？在现有的暴

源中，为什么仅有极少数暴源出现双峰结构 X 射线暴？

自从双峰热核暴被观测到以来，其数量一直十分稀少，未有学者对其进行系统的研究。我们选出一个多峰暴比较多的源作为样本，通过光变曲线、能谱演化等手段分析双峰结构与哪些物理本质有内在联系。通过研究双峰结构的一些观测结果，可以对部分模型进行限定，有助于我们筛选模型。例如，Cooper 和 Narayan[74] 发现，对特定的源，一定吸积率下，局部吸积率随着纬度增高而变小。点燃纬度依赖于柱密度，而柱密度依赖于吸积率。那么，随着整体吸积率的增加，引燃位置应该发生在更高的纬度。Bhattacharyya 和 Strohmayer[66] 提出的高纬度点燃模型指出，双峰暴应该在更高纬度点燃。在源 4U 1636−53 中应该在高吸积率处发现更多的双峰暴而不是单峰暴。如果 Cooper 和 Strohmayer[74] 与 Bhattacharyya 和 Strohmayer[66] 的工作是可调和的，则支持了吸积率在中子星表面的分布规律，并支持了双峰暴的高纬度点燃。Watts 和 Maurer[32] 对源 4U 1636−53 中 4 个双峰暴样本的吸积率进行了分析，并没有发现支持以上推论的证据。或许因为局限于样本的稀少，统计结果没有对理论模型给出明确的限定。

源 4U 1636−53 在 RXTE 卫星观测下的双峰暴样本，拥有复杂多变的光变曲线形态和流量变化，很有代表性，可以囊括这些爆发的形态，值得作为一个样本来进行多峰暴光谱光变的详细研究。除此之外，源 4U 1636−53 还有三峰暴样本，可以用来探究多峰暴与双峰暴之间的区别与联系。源 4U 1608−52 也是值得关注的双峰暴暴源，不同卫星观测到的双峰暴暴前源的状态各不相同，期待更多的多峰暴观测数据，以进行暴前源的吸积率研究。随着更多的卫星对 I 型暴的观测，多峰暴在不同能段的观测样本也会增多，我们将利用多个卫星对同一个源的观测数据，寻找 I 型暴多峰结构的物理起源。

参考文献：

[1] Galloway D K, Muno M P, Hartman J M, et al. ApJS, 2008, 179(2): 360
[2] Galloway D K, Keek L. arXiv e-prints, 2017: arXiv:1712.06227
[3] Liu Q Z, van Paradijs J, van den Heuvel E P J. A&A, 2001, 368: 1021
[4] Hasinger G, van der Klis M. A&A, 1989, 225: 79
[5] Muno M P, Remillard R A, Chakrabarty D. ApJ, 2002, 568(1): L35
[6] Homan J. X-ray timing studies of low-mass x-ray binaries.Amsterdam: University of Amsterdam, 2001
[7] Grindlay J E. Comments on Astrophysics, 1976, 6: 165
[8] Galloway D K, in 't Zand J J M, Chenevez J, et al. 2020: arXiv:2003.00685
[9] Lewin W H G, van Paradijs J, Taam R E. Space Sci. Rev., 1993, 62(3-4): 223
[10] in't Zand J J M, Galloway D K, Ballantyne D R. A&A, 2011, 525: A111
[11] in't Zand J J M, Cumming A, van der Sluys M V, et al. A&A, 2005, 441(2): 675
[12] Cumming A, Macbeth J, in 't Zand J J M, et al. ApJ, 2006, 646(1): 429
[13] Cornelisse R, Heise J, Kuulkers E, et al. A&A, 2000, 357: L21
[14] Bagnoli T, in't Zand J J M, D'Angelo C R, et al. MNRAS, 2015, 449(1): 268
[15] Strohmayer T, Bildsten L. Cambridge Astrophysics. Cambridge: Cambridge University Press, 2006: 113
[16] Worpel H, Galloway D K, Price D J. ApJ, 2013, 772(2): 94
[17] Worpel H, Galloway D K, Price D J. ApJ, 2015, 801(1): 60

[18] Chen Y P, Zhang S, Zhang S N, et al. ApJ, 2012, 752(2): L34
[19] in't Zand J J M, Galloway D K, Marshall H L, et al. A&A, 2013, 553: A83
[20] Degenaar N, Ballantyne D R, Belloni T, et al. Space Sci. Rev., 2018, 214(1): 15
[21] Keek L, Arzoumanian Z, Bult P, et al. ApJ, 2018, 855(1): L4
[22] Ballantyne D R. MNRAS, 2004, 351(1): 57
[23] Walker M A. ApJ, 1992, 385: 642
[24] Ji L, Zhang S, Chen Y P, et al. A&A, 2014, 564: A20
[25] Watts A L. ARA&A, 2012, 50: 609
[26] Zingale M, Timmes F X, Fryxell B, et al. ApJS, 2001, 133(1): 195
[27] Spitkovsky A, Levin Y, Ushomirsky G. ApJ, 2002, 566(2): 1018
[28] Sztajno M, van Paradijs J, Lewin W H G, et al. ApJ, 1985, 299: 487
[29] Hoffman J A, Cominsky L, Lewin W H G. ApJ, 1980, 240: L27
[30] Haberl F, Stella L, White N E, et al. ApJ, 1987, 314: 266
[31] Paczynski B. ApJ, 1983, 267: 315
[32] Watts A L, Maurer I. A&A, 2007, 467(2): L33
[33] van Paradijs J, Sztajno M, Lewin W H G, et al. MNRAS, 1986, 221: 617
[34] Zhang G, Méndez M, Altamirano D, et al. MNRAS, 2009, 398(1): 368
[35] Bagnoli T, in't Zand J J M, Patruno A, et al. MNRAS, 2014, 437(3): 2790
[36] Bult P, Jaisawal G K, Güver T, et al. ApJ, 2019, 885(1): L1
[37] Jaisawal G K, Chenevez J, Bult P, et al. ApJ, 2019, 883(1): 61
[38] Zhang G, Méndez M, Altamirano D. MNRAS, 2011, 413: 1913
[39] Poutanen J, Nättilä J, Kajava J J E, et al. MNRAS, 2014, 442(4): 3777
[40] Kuulkers E, Homan J, van der Klis M, et al. A&A, 2002, 382: 947
[41] van Paradijs J, van der Klis M, van Amerongen S, et al. A&A, 1990, 234: 181
[42] Strohmayer T E, Zhang W, Swank J H, et al. ApJ, 1998, 498(2): L135
[43] Strohmayer T E, Zhang W, Swank J H, et al. ApJ, 1998, 503(2): L147
[44] Bhattacharyya S, Strohmayer T E. ApJ, 2006, 642(2): L161
[45] Grindlay J, Gursky H. ApJ, 1976, 209: L61
[46] Tananbaum H, Chaisson L J, Forman W, et al. ApJ, 1976, 209: L125
[47] Grindlay J E, Liller W. ApJ, 1978, 220: L127
[48] Wachter S, Hoard D W, Bailyn C D, et al. ApJ, 2002, 568(2): 901
[49] Penninx W, Damen E, Tan J, et al. A&A, 1989, 208: 146
[50] Markwardt C B, Swank J H. The Astronomer's Telegram, 2004, 255: 1
[51] Remillard R. The Astronomer's Telegram, 2007, 1302: 1
[52] Jonker P G, Galloway D K, McClintock J E, et al. MNRAS, 2004, 354(3): 666
[53] Liller W. ApJ, 1977, 213: L21
[54] in 't Zand J J M, Heise J, Muller J M, et al. A&A, 1998, 331: L25
[55] Wijnands R, van der Klis M. Nature, 1998, 394(6691): 344
[56] Chakrabarty D, Morgan E H, Muno M P, et al. Nature, 2003, 424(6944): 42
[57] Chakrabarty D, Morgan E H. Nature, 1998, 394(6691): 346
[58] Gendreau K, Arzoumanian Z. Nature Astronomy, 2017, 1: 895
[59] Kuulkers E, den Hartog P R, in't Zand J J M, et al. A&A, 2003, 399: 663
[60] Bhattacharyya S, Strohmayer T E. ApJ, 2006, 641(1): L53
[61] Keek L, Heger A. MNRAS, 2015, 456(1): L11
[62] Keek L, Cyburt R H, Heger A. ApJ, 2014, 787(2): 101
[63] Fisker J L, Thielemann F K, Wiescher M. ApJ, 2004, 608: L61
[64] Lampe N, Heger A, Galloway D K. ApJ, 2016, 819(1): 46
[65] José J, Moreno F, Parikh A, et al. ApJS, 2010, 189(1): 204
[66] Bhattacharyya S, Strohmayer T E. ApJ, 2006, 636(2): L121

[67] Woosley S E, Heger A, Cumming A, et al. ApJS, 2004, 151(1): 75
[68] Strohmayer T E, Zhang W, Swank J H. ApJ, 1997, 487(1): L77
[69] Kong A K H, Homer L, Kuulkers E, et al. MNRAS, 2000, 311(2): 405
[70] Regev O, Livio M. A&A, 1984, 134(1): 123
[71] Fujimoto M Y, Sztajno M, Lewin W H G, et al. A&A, 1988, 199: L9
[72] Melia F. ApJ, 1987, 315: L43
[73] Melia F, Zylstra G J. ApJ, 1992, 398: L53
[74] Cooper R L, Narayan R. ApJ, 2007, 657: L29

The Research Progress of Multi-Peaked Type-I X-ray Bursts

LI Chen[1,2,3], ZHANG Guo-bao[1,2,3], WANG Jian-cheng[1,2,3], CHEN Yu-peng[4], LYU Ming[5]

(1. Yunnan Observatories, Chinese Academy of Sciences, kunming 650011, China; 2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China; 3. Key Laboratory for the structure and Evolution of Celestial Objects, Chinese Academy of Science, kunming 650011, China; 4. Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Science, Beijing 100039, China; 5. Department of Physics, Xiangtan University, Xiangtan 411105, China)

Abstract: Type-I (thermonuclear) X-ray bursts show a phenomenon of sudden increase in X-ray intensity, usually occurring in Low-Mass X-ray Binaries (LMXBs). Type-I X-ray bursts are considered as unstable ignition of accreted fuel on the surface of an accreting neutron star in the thermonuclear flash model. In a typical X-ray burst, the light curve shows a single-peaked profile with a fast rise and an exponential decay (FRED). With increasing detections of X-ray bursts, some unusual multi-peaked bursts appear. To date, the number of burster increases to 115, but only six sources have been reported with multi-peaked bursts. We find that multi-peaked bursts only appear in a few sources at different accretion rate. The peak flux in most of the multi-peaked bursts is lower than Eddington flux. Except the very rare triple-peaked bursts, most of the multi-peaked bursts are double-peaked bursts, and there is no regularity between the peaks' intensity in each double-peaked burst. The burst oscillation phenomenon has also no obvious regularity in double-peaked X-ray bursts. Finally, we summarize the theoretical models of multi-peaked bursts.

Key words: low-mass X-ray binary; accreting Neutron star; X-ray bursts; type-I X-ray bursts